半導体レーザー

大阪大学工学部　川辺和夫

1. はじめに

ルビーレーザーが実験的に成功して以来，光学的ポンピングを用いる種々の固体レーザーや気体放電を用いるガスレーザーが次々と開発され，現在も急速に研究が進展している．しかしそれらのレーザーは効率があまりよくないといううらみがある．出力エネルギーは通常入力の1％以下なのである．

ところが1962年の暮，一群の半導体ジャンクションレーザーが発見されるに及んで，この効率の問題は著しく改善された．すなわち半導体レーザーでは効率が原理的には100％に達し得るのである．この新しいレーザーはほとんど同時に三つのグループによって報告された．すなわち GE の Hall, Fenner, Kingsley, Soltys, Carlson ら[1]，及び MIT の Quist, Rediker, Keyes, Krag, Lax, McWhorter, Zeiger ら[2]，及び IBM の Nathan, Dumke, Burns, Dill, Lasher ら[3]によってである．

その少し前から，半導体を使ってレーザーを作ることの可能性について色々と議論や憶測が行われていた．半導体のうち GaAs, GaSb 等の金属間化合物などでは，その p-n 接合に順方向の電流を流してやると，その基礎吸収端の波長の近くにピークのある幅広いスペクトルを持った光が出ることが当時知られていた．伝導帯にある電子は少くとも禁止帯の幅に等しいだけの励起エネルギーを持っているから，価電子帯の正孔と再結合する際にそれだけのエネルギーを光子の形で放出し得るはずである．

IBM の Dumke[4]は p-n 接合にキャリアを注入してレーザー動作を起させる可能性を理論的に考察した．負温度(分布反転)状態を起すためには順方向バイアスをかけて伝導帯の電子と価電子帯の正孔とを接合領域にかなり多く作る必要がある．そして自然放出によって放出された光子に刺戟されて誘導放出が起るためには，光子が作り出されて行く割合が消滅して行く割合より大きくなければならない．結晶内の自由なキャリアによる吸収係数を K_A，廻析及び表面からの透過による損失を吸収係数で表したものをそれぞれ K_D, K_T とし，伝導帯から価電子帯への遷移による光子の増加を吸収係数で表したものを $-K_I$ とかくと，レーザー発振の条件は

$$K_I > K_A + K_D + K_T$$

となる．Dumke は K_I を物性論的に計算し，右辺の量を既知の実験値から推定し，レーザー発振は GaAs のような伝導帯の底と価電子帯の頂とが同じ波数ベクトルのところにある半導体，いわゆる直接遷移の時に可能性があると論じた．

この理論は幾多の不完全なところを含んではいるが，しかし実験家の眼を GaAs に向けるという功績はあったわけで，事実その後間もなく，さきに述べた人々は，Te を dope した n型 GaAs に Zn を拡散して p-n 接合を作り，順方向に電流を流すと，77°K で 8400 Å を中心とする幅の広いスペクトルを持った光がでるが，電流がある臨界値を越すと急にスペクトル幅が狭くなり，同時に発光強度が電流値に比例せずに急増することを見出し，これから誘導放出が起り光増幅作用の行われていることを推論したのである．

半導体ジャンクションレーザーの pumping 型式は従来のレーザーと異ってキャリア注入 pumping という全く新しいものであり，非常に多くの研究者に取り上げられ現在も急速に研究が進んでいる．本稿では GaAs レーザーを中心として現在の段階を簡単に紹介したい．

2. 半導体レーザーの原理

伝導帯の電子と価電子帯の正孔との再結合を考えるにはまず結晶中の電子のエネルギー帯の構造を知らなくてはならない．エネルギー帯の構造は結晶格子を作る原子の種類，配列の仕方などによって異る．たとえば Si のエネルギー帯を［100］方向，［111］方向の波数ベクトル k に対してプロットすると図1のようになることが知られている[5]．価電子帯は $k=0$ のところに極大があり，伝導帯はこれと違った k のところに極小をもっている．波数ベクトル k をもつ電子はそれに相当する運動量 $h/\lambda = hk$（ただし h はプランクの定数，$h=h/2\pi$，λ はドブロイ波長）を持っている．一般に電子の運動と結晶格子の運動とはその振動数が違うために分離し得る．従って伝導帯の電子が振動数 ν の光子を放出して価電子帯に遷

移する際には，両方のエネルギー帯で同じ k の値を持つ確率が一番大きい．k の違うところに遷移するにはその k の差に相当する運動量を結晶格子に与えなくてはならず，これは光学的禁制遷移であってその確率は非常に小さい．SiとかGeの場合がこれであって，従って再結合による光は非常に弱く，現在までレーザー作用は起っていない．

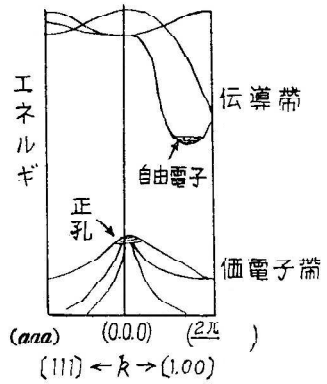

図 1 Si のエネルギー帯

これに反してGaAsのような半導体では伝導帯の底と価電子帯の頂上とがいずれも図2のように $k=0$ のところにあり，従って遷移には格子振動の助けを必要とせず光学的に許された遷移であり，電子と正孔とが再結合して光子を自然放出の形で放出する．

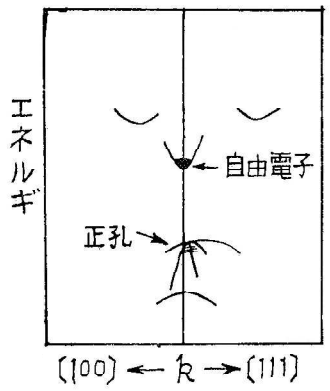

図 2 GaAs のエネルギー帯

従ってレーザー作用の行われるための第一の条件として，伝導帯の底と価電子帯の頂とが同一の波数ベクトルを持つことが必要である．しかしこれだけでは出て来る光は自然放出光であり，レーザーであるためには誘導放出が起らねばならない．そのためには再結合すべき電子及び正孔の濃度が十分大きくなくてはならない．この条件は十分縮退した p-n 接合の接合領域で充される．自由電子及び正孔を p-n 接合の両側から順方向バイアスを加えて注入してやると，それらは図3に示すように接合部にやって来て再結合し，エネルギー・ギャップに相当する波長の光を出す．この放出された光子がまた他の再結合を誘起し，このようにして一挙に再結合が起り誘導放出が生じるのである．従って第二の条件としては十分縮退した半導体で p-n 接合を作ることが必要である．

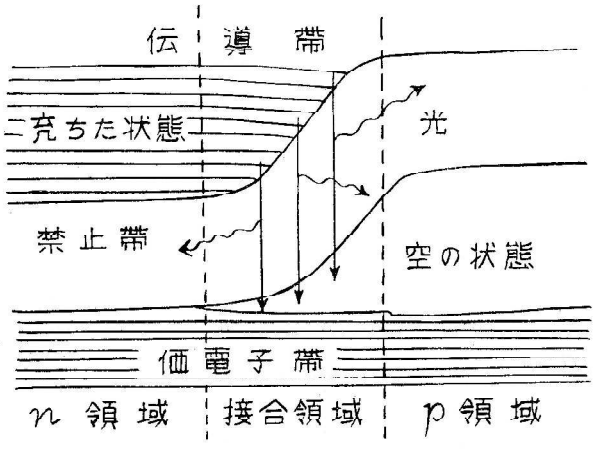

図 3 p-n 接合レーザー

縮退した半導体ではこの光は吸収されないから図のように外部へ出る．最初の自然放出による光はあらゆる方向に進むが，接合面に沿って進む光が最も再結合を誘起し易く，従ってレーザー作用を起させるには接合面に垂直な両端面をよく研磨し，その面で繰返し反射させることが望ましい．結晶と空気との境界面は自然の反射面を形成しているから，ただ optical flat に研磨するだけでよい．また劈開面を利用することもある．

3. GaAs レーザーの現状

3.1. GaAs の p-n 接合

GaAs レーザーを作るには通常 Te などの不純物を $1\sim5\times10^{17}\,cm^{-3}$ 程度 dope した n 型の単結晶から出発する．これを輪切りして純度の高い Zn と共に石英管中に真空封入し，Zn の温度を 700°C，GaAs を 850～900°C に保って数時間加熱するとp型 GaAs が表面にできる．Zn の濃度は $10^{18}\sim10^{19}\,cm^{-3}$ である．これを一部残してエッチするか適当な大きさのダイスに成形して p-n 接合ダイオードを作る[6]．

半導体接合レーザーに順方向バイアスを加えて自由電子と正孔とを注入してやると，接合部でのそれらの密度は非常に大きくなるから p-n 接合面の大きさは小さくてすみ，現在レーザーとして通常用いられているものの接合部面積は $1mm^2$ 以下である．実際の unit を図4に示す[7]．両端は optical flat に研磨する．

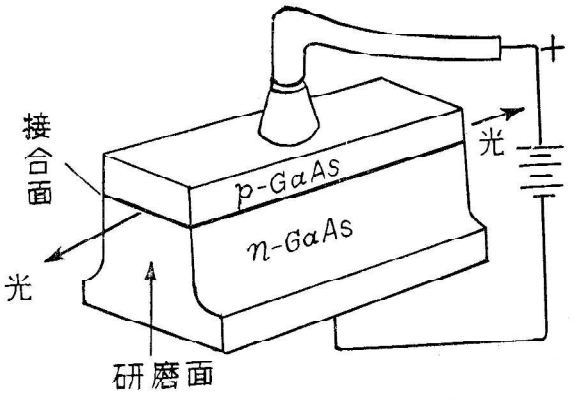

図 4 ジャンクションレーザー

3.2. 誘導放出を示す実験事実

順方向に電流を流すと電流値が小さい間は 77° K では

約 8500 Å を中心とする幅の広い（半値幅約 125 Å）スペクトルを持った光が図5に示すように出て，その強度は電流値に比例している[7]．これは自由電子と正孔との再結合の際に自然放出として出る光であって，それは図6[8]に示すようにあらゆる方向にほぼ一様に出ていることからもたしかめられる．ところが電流値がある臨界値（77° K では約 10^4 A/cm²，4.2° K では 700 A/cm²）を越すと図5のようにスペクトル幅が急に狭くなり，発光強度は図7のように急に増加しはじめ，また図6のように強い指向性をもつようになる．これらの事実はいずれも接合部で誘導放出がおこりレーザー作用の行われていることを示すものである．

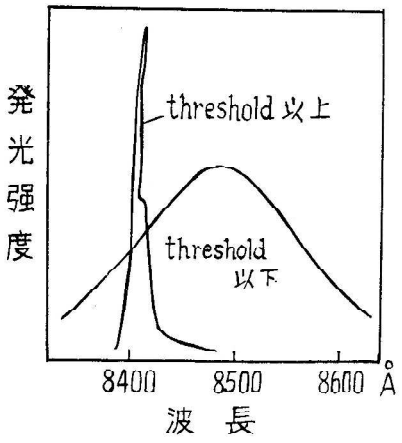

図5 GaAs の発光（77° K）

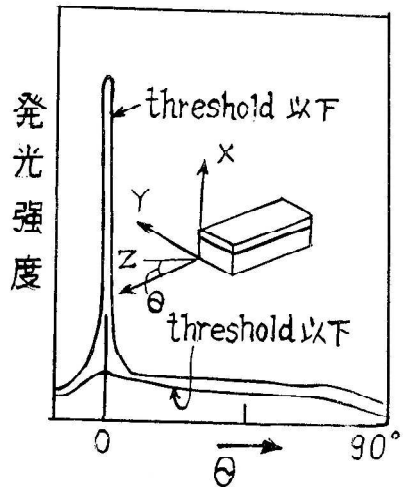

図6 GaAs 発光の方向性

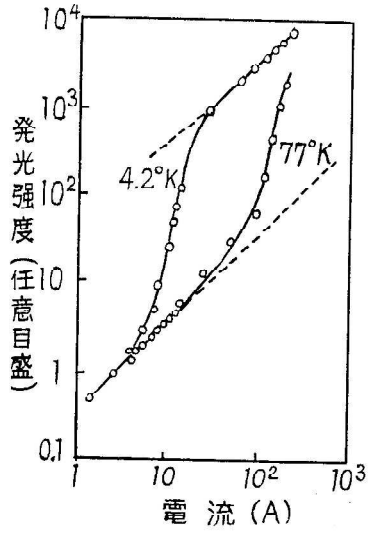

図7 GaAs の発光

まず第一にスペクトル線の幅のせばまりを考える．通常の光源から出る光では，たとえ Cd の赤線のような最もよい単色光といわれるものであっても，励起状態にある原子が有限の寿命を持っているために，それが基底状態に落ちる時に出す光は平均としてある時間だけ一続きの波として出るが，その前後に出ている波とは位相が全く無関係である．従って有限の長さだけ続いている波は字句通りの単色光ではなく，ある波長を中心として少しづつ波長の違った波を成分としてフーリェ合成されたものと考えてよい．このようにしてスペクトル線はある幅をもつことになる．幅が狭ければ狭い程単色性がよく，波の続き方も長くなり従って干渉可能な距離も長くなる．このような波をコヒレントな波という．誘導放出が起れば放出される光波は常に位相が揃って放出されるからコヒレントであり，従って Ga As ジャンクションでもスペクトル幅の急減は誘導放出が起っていることを示すものである．しかし現在のところこの幅は他のレーザーに比して格段に広く，完全にコヒレントな波というわけには行かない．

次にレーザー作用が起った時，接合部に流れる電流と発光強度との関係を考えよう[9]．電流 I によって毎秒接合部に流入する電子の数は電子の電荷を e とすれば I/e であり，これが再結合によって出す自然放出光の強度は

$$(I/e)h\nu \qquad (1)$$

に比例する．従って電流値が小さい間は発光強度は I に比例している．

接合面をはさんで分布反転の生じている領域を active region と名付けよう．自然放出光はあらゆる方向に出るが，そのうち研磨面間を往復する光の割合を γ とする．この光は接合面内の滞在時間が長く誘導放出の機会が多い．この光のエネルギー密度 W は

$$W=\gamma(I/e)h\nu(t/V) \qquad (2)$$

である．V は active region の体積，t は光子の平均減衰時間である．この光によって単位時間に誘導放出される光の量を J とすると，そのスペクトル線がローレンツ型であるとして

$$J=\gamma\alpha\left(\frac{h\nu}{e}\right)^2\left(\frac{t}{V}\right)I^2 \qquad (3)$$

ただし

$$\alpha=\frac{1}{8\pi^2 h\nu\varepsilon^{1/2}}\frac{\lambda^4}{\Delta\lambda} \qquad (4)$$

で，λ は発光スペクトルのピークの波長，$\Delta\lambda$ はその半値幅，ε は Ga As の誘電率で約10である．このようにして発光強度が I^2 に比例することが示されるが，偏光を使った実験で接合面に垂直に振動する光の強度が I^2 に比例することが見出されている．しかし接合面に平行に振動する光の強度は I の2乗よりずっと大きく，これは研磨面が共振器として働き光の増幅度を大きくして遂に発振にまで成長していると考えられている．

Ga As における再結合は注入された自由電子と自由

正孔との直接再結合という形で行われ，注入されたキャリァはほとんどすべて光子を発して再結合する．Ge や Si でみられるような再結合中心を通しての再結合は Ga As ではほとんどないから，量子効率が非常によく，原理的には100%近くまで上げることができる[7]．気体レーザーとか，ルビーレーザーのような optical pumping による固体レーザーの効率が1%以下であることを思えば驚くべき数字といわねばならない．

3. 3. 発振条件

誘導放出の起る条件を Mayburg[10] に従って述べよう．ダイオードに電流が流れている時には厳密には平衡状態にはないから，伝導帯の電子に対する分布函数 f_n と，価電子帯の正孔に対する分布函数 f_p とを次のように別々に定義する．電子及び正孔のエネルギーをそれぞれ E_n, E_p, フェルミ準位を E_{Fn}, E_{Fp} とすると

$$f_n(E_n)=[e^{(E_n-E_{Fn})/kT}+1]^{-1} \qquad (5a)$$

$$f_p(E_p)=e^{(E_{Fp}-E_p)/kT}+1]^{-1} \qquad (5b)$$

となる．伝導帯の底及び価電子帯の頂のエネルギーをそれぞれ E_c, E_v とすると，誘導放出が起るためには f_n $(E_n=E_c)$ 及び $f_p(E_p=E_v)$ が相当大きくならなければならない．Mayburg はこれが 0.1 に等しいときを発振の threshold と仮定した．$f_n=0.1$ とすれば

$$E_n-E_{Fn}\simeq 2kT,\quad E_{Fp}-E_p\simeq 2kT \qquad (6)$$

となる．このような条件で外から注入すべきキャリァの数を計算する．

全電子数 N は，

$$N=N_D\frac{1}{\frac{1}{2}e^{(E_D-E_F)/kT}+1}+2\int_{E=E_c}^{\infty}\frac{D(E)dE}{e^{(E-E_F)/kT}+1}$$

で与えられる[11]．ここで N_D, E_D はドナーの数とそのエネルギー，$D(E)$ はバンドの中の状態密度で，

$$D(E)=2\pi(E-E_c)^{1/2}(2m_{eff}/h^2)^{3/2}$$

で与えられ，m_{eff} は電子の有効質量である．外から注入すべき電子の数は

$$n=N-N_D$$

$$=-\frac{1}{2}\frac{e^{-\Delta}N_D}{1+\frac{1}{2}e^{-\Delta}}+4\pi\left(\frac{2m_{eff}kT}{h^2}\right)^{3/2}\int_0^{\infty}\frac{x^{1/2}dx}{e^{x+\xi}+1} \qquad (7)$$

ここに $\Delta=(E_F-E_D)/kT$, $\xi=(E_C-E_F)/kT$ で (6) から $\xi=2$ となる．大ていの場合 $\Delta>1$ か $n\gg N_D$ であって(7)の第1項は無視できて

$$n=0.18(8m_{eff}kT/h^2)^{3/2} \qquad (8a)$$

となる．同様にして正孔の有効質量を m'_{eff} と書くと，正孔に対して

$$p=0.064(8m'_{eff}kT/h^2)^{3/2} \qquad (8b)$$

が得られる．

Ga As では電子の有効質量は $0.08m$, 正孔のそれは $0.5m$ であるから，threshold の電流 i は主として注入すべき正孔の数の条件 (8b) できまる．キャリァの数と電流との関係は(a)再結合が幅 w の空間電荷領域で起ると仮定した時

$$i=Bp^2w \qquad (9a)$$

となり(b)再結合がジャンクションの n 側で起るとした場合は

$$i=2(BD_p)^{1/2}p_j^{3/2} \qquad (9b)$$

となる．p_j は n 領域のジャンクション側の正孔密度，D_p は正孔の拡散係数，B は直接再結合定数で室温で 1.4×10^{-10}cm^3/sec で $T^{-3/2}$ で変化する．ここに (8b) の値を入れて計算すれば

(a)の場合　$i\geq 2.5\times10^4$A/cm^2

(b)の場合　$i\geq 4.0\times10^4$A/cm^2

となり，D_p は T に関係しないと仮定すれば i は大体 $T^{3/2}$ に従って変化することがわかる．液体窒素温度では上の値の約 $1/8$ となり大体実験値と一致している．

3. 4. 室温における発振

Ga As p-n 接合からの誘導放出は 100° K 以下でないと観測が困難なので通常液体窒素などにつけて低温で実験が行われている．液体窒素温度でも直流の大電流を流すと p-n 接合が破壊されるので，通常 30μsec 以下の幅のパルス電圧を印加して実験が行われる．しかしパルスの duration を小さくして電流を大きくすれば室温でもコヒレントな光が観測されることが最近見出された[12]．

60$n$sec のパルスを用いると発振の threshold は 1.1×10^5A/cm^2 と 77° K の時に比して1桁上昇するが，とにかく 9000 Å の波長のところにピークを持つコヒレントな光が出る．threshold 以下の電流では勿論自然放出光が出ているが，半値幅は 77° K の時の 125 Å に比して

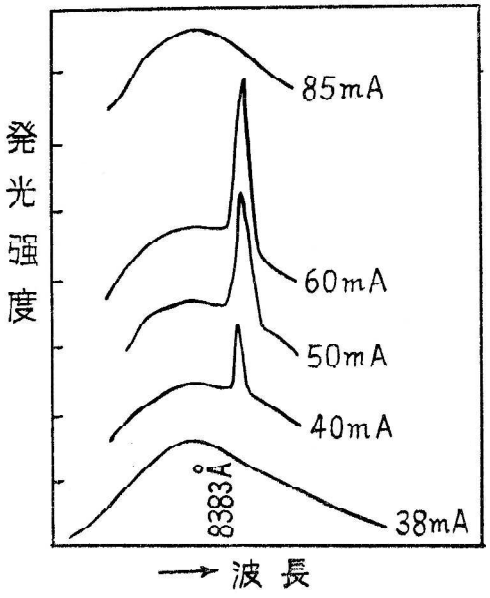

図 8 Ga As CW レーザー

250 Å と更に広がる.

3. 5. 連 続 発 振

最近液体ヘリウムⅡを用い冷却槽の温度を 1.95～2.0 °K にすると，パルスを用いずに直流を流して誘導放出が起ることが見出された[13]. その模様を**図8**に示す. 40 mA 以上の電流で波長 8383 Å に誘導放出のスペクトルがみられる. 85mA 以上では結晶の温度が上昇して 2.1 °K となり，レーザー作用は行われなくなった.

4. その他の半導体レーザー

Holonyak[14]ほら Ga ($As_{1-x}P_x$) という三元合金をハロゲン蒸気を用いて transport 法で作り，この接合ダイオードが可視部のレーザーとして働くことを見出した. 接合部の面積は 10^{-3} cm², 不純物濃度は 10^{19}cm^{-3} で threshold は 77° K で 11,000 A/cm² であった. **図9**に示すように 125 Å あった半値幅は電流が threshold を越すと 12 Å になる. x を変化させることにより禁止帯の幅が変り，それに従って誘導放出光の波長も 6200Å から 8400 Å まで変化する. (図10).

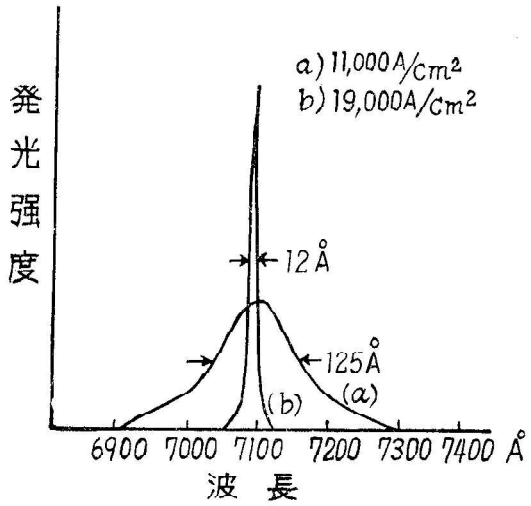

図 9 Ga($As_{1-x}P_x$) レーザー

その他 Weiser ら[15]は InP を用いて 9060 Å のレーザーを，Melngailis[16]は InAs を用いて約 3.15μ のレーザーを作ることに成功している. また (Ga_xIn_{1-x})As の三元合金で 8400 Å から 31,000 Å まで波長を変化させることができる.

既にのべたように Ga As では室温で 9000 Å, 77 °K では 8400 Å の誘導放出光を出すが，これは温度によって禁制帯の幅が変化するからである. 従ってこの種のレーザーでは三元合金を作る際の組成を適当にきめ，動作温度を変えてやれば望みの波長の光を出すことができる. これは半導体レーザーの特徴の一つに数えることができる.

今まで述べたものはすべてジャンクションレーザーであった. しかしもっと別の機構によるレーザーは考えられないであろうか. Lax[17]はサイクロトロン共鳴を利用した半導体レーザーを提案している. Ge の 4.2° K におけるサイクロトロン共鳴吸収の研究から，線の半値幅が 10^{-3} eV 程度の微細構造のあることが知られている. 従って起伝導マグネットなどで強い磁界 ($\simeq 10^5$ Oc) をかけて分れた準位間に極低温で分布反転を起してやれば適当な共振系を用いて 200μ 附近の遠赤外域に誘導放出が起る可能性があるのではないかといわれている.

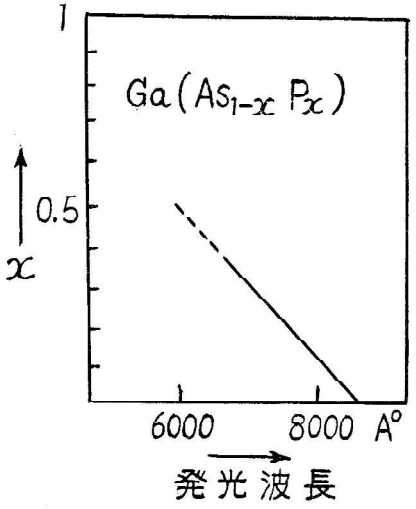

図 10

5. む す び

応用に関しては別に述べられているから，半導体レーザーの特徴を列挙して本稿を終りたい. まず利点として

(1) キャリア注入で pumping を行うため，動作が簡単であり，量子効率が 100% に近い. この高い効率は種々の応用に際して半導体レーザーを有力なものとする.

(2) 電流をそのまま光に変換できるので，pumping のために印加する電圧を変調することにより信号を光のビームにのせることができる. Ga As を threshold 以下で連続動作させ，それから出る non-coherent な光を変調してテレビの送受信が米国で成功したといわれるが，これはこの方面の応用の第一歩であろう.

(3) 結晶の温度や組成を変えて tuning できるという利点がある. 従って接近した周波数のレーザーが作れるのでそれらの photo-mixing によって差の周波数をもつサブミリ波から遠赤外にいたる電磁波の発生を可能にすると思われる.

(4) 現在はまだ極低温という限られた範囲ではあるが連続発振ができる.

(5) ルビーレーザーにみられるようなスパイク発振がない.

以上のような優れた点がある反面

(6) 気体レーザーは勿論のことルビーレーザーに比べてもスペクトル幅がかなり広く単色性が悪いという欠点がある.

(7) 更に現在作られている半導体 p n 接合レーザーは接合部の大きさが小さいため出力も1watt以下というようなもので，ルビーレーザーに比して著しく小さい．

このような欠点を改良し常温で高出力の直流発振を得ることに今後の研究課題の一つがあると思われる．

文　献

1) R. N. Hall et al. : Phys. Rev. Lett. **9** (1962) 366
2) T. M. Quist et al. : Appl. Phys. Lett. **1**(1962) 91
3) M. I. Nathan et al. : Appl. Phys. Lett. **1**(1962) 62
4) W. P. Dumke : Phys. Rev. **127** (1962) 1559
5) たとえば小林秋男：半導体（岩波）p. 119
6) 成田信一郎：物性 **9** (1963) 513
7) A. L. Schawlow : Sci. Am. **209** (1963) 34
8) G. Burns et al. : IBM Jour. **7** (1963) 62, R. A. Laff et al. : IBM Jour. **7** (1963) 63
9) 岡田純一他：応用物理 **32** (1963) 461
10) S. Mayburg : J. Appl. Phys. **34** (1963) 1791
11) E. Spenke : Electronic Semiconductors (McGraw Hill, 1958) p. 387
12) G. Burns et al. : IBM Jour. **7** (1963) 72
13) W. E. Howard et al. : IBM Jour. **7** (1963) 74
14) N. Holonyak et al. : Appl. Phys. Lett. **1**(1962) 82
15) K. Weiser et al. : Appl. Phys. Lett. **2** (1963) 178
16) I. Melngailis : Appl. Phys. Lett. **2** (1963) 176
17) B. Lax : Adv. Quantum Elect. ed. J. R. Singer (1961) p. 465